



## Étude de la transmutation $^{195m}\text{Hg} + ^{195}\text{Hg} \rightarrow ^{195}\text{Au}$

Ch. Vieu, A. Peghaire, J.S. Dionisio

### ► To cite this version:

Ch. Vieu, A. Peghaire, J.S. Dionisio. Étude de la transmutation  $^{195m}\text{Hg} + ^{195}\text{Hg} \rightarrow ^{195}\text{Au}$ . Revue de Physique Appliquée, 1973, 8 (3), pp.231-246. 10.1051/rphysap:0197300803023100 . jpa-00243679

**HAL Id: jpa-00243679**

**<https://hal.science/jpa-00243679>**

Submitted on 1 Jan 1973

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification  
Physics Abstracts  
12.20

## ÉTUDE DE LA TRANSMUTATION $^{195m}\text{Hg} + ^{195}\text{Hg} \rightarrow ^{195}\text{Au}$

Ch. VIEU, A. PEGHAIRE et J. S. DIONISIO

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse du CNRS,  
15, rue G.-Clemenceau, 91400 Orsay, France

(Reçu le 26 janvier 1973)

**Résumé.** — Les rayonnements, émis par des sources isotopiquement pures et de haute activité de  $^{195m}\text{Hg}$  et  $^{195}\text{Hg}$ , ont été étudiés avec un spectromètre magnétique  $\pi \sqrt{2}$  et des spectromètres à jonction Si(Li) ou Ge(Li). Les intensités absolues de toutes les transitions et plus de cinquante multipolarités ont été déterminées avec précision. Ces mesures ont permis de faire de nouvelles attributions de spin et parité pour 18 niveaux de moyenne et haute énergie de l'or 195. Dans ce même noyau, trois niveaux sont proposés à 637,8 ; 946,7 et 1 443,2 keV. Une interprétation du schéma de niveaux de l'or 195 est donnée selon les modèles à couplage intermédiaire de Kisslinger-Sorensen et Alaga-Ialongo-Paar. Enfin le caractère plus ou moins collectif des premiers niveaux de  $^{195}\text{Au}$  et  $^{195}\text{Hg}$  est déduit de l'analyse détaillée des probabilités réduites de transitions électromagnétiques.

**Abstract.** — The electromagnetic transitions emitted by strong isotopically pure  $^{195m}\text{Hg}$  and  $^{195}\text{Hg}$  samples were extensively investigated with a double focusing  $\pi \sqrt{2}$  spectrometer and Si(Li) or Ge(Li) semiconductor spectrometers. The absolute intensities of all the transitions and more than fifty multipolarities were accurately determined. From these measurements, new spin and parity assignments were given to 18 levels of  $^{195}\text{Au}$ , with medium or high excitation energies. In this nucleus, three levels are proposed at 637.8 ; 946.7 and 1 443.2 keV. The  $^{195}\text{Au}$  level scheme was interpreted according to the intermediate coupling models of Kisslinger-Sorensen and Alaga-Ialongo-Paar. Finally, the more or less collective character of the  $^{195}\text{Au}$  and  $^{195}\text{Hg}$  first levels was investigated from the detailed analysis of the electromagnetic reduced transition probabilities.

**1. Introduction.** — La transmutation du mercure 195 dans son état fondamental ( $^{195}\text{Hg}$ ) et son état métastable ( $^{195m}\text{Hg}$ ) vers les niveaux de l'or 195 a été l'objet de nombreux travaux [1] à [7]. Les plus récents ont permis d'établir un schéma de 28 niveaux pour  $^{195}\text{Au}$  s'étendant jusqu'à 1 605,5 keV. Cependant, les spins et parités de plusieurs niveaux de moyenne et haute énergie étaient incertains ou même inconnus. En effet, les études de spectrométrie magnétique  $\beta$  étaient limitées essentiellement à la détermination des rapports de conversion interne des transitions les plus converties, les autres multipolarités ayant été obtenues, avec moins de précision, avec des multipolemètres à jonctions.

Dans la présente étude, le spectre de conversion interne de  $^{195m}\text{Hg} + ^{195}\text{Au}$  a été analysé entre 10 et 1 250 keV avec un spectromètre à double focalisation  $\pi \sqrt{2}$  et le spectre intégral mesuré avec un spectromètre à jonction Si(Li). Ces mesures sont complétées par des études de spectrométrie  $\gamma$  directes et  $\gamma$ - $\gamma$  en coïncidences multidimensionnelles, avec des détecteurs Ge(Li).

Les intensités absolues de toutes les transitions

de l'or et du mercure 195 et plus de cinquante multipolarités ont été déterminées avec précision. Huit niveaux de  $^{195}\text{Au}$  ont reçu une attribution univoque de spin et parité. Pour une dizaine d'autres niveaux, de parité déterminée, deux à trois valeurs de spin sont possibles. Un niveau supplémentaire a été mis en évidence à 1 406,2 keV et trois autres niveaux sont proposés à 637,8 ; 946,70 et 1 443,2 keV.

L'interprétation du schéma de niveaux de  $^{195}\text{Au}$  a été recherchée dans le cadre des modèles à couplage intermédiaire de Kisslinger-Sorensen [8] et de Alaga Ialongo-Paar [9] à [11].

Cette étude se termine par l'analyse des probabilités réduites de transitions électromagnétiques dans  $^{195}\text{Au}$  et  $^{195}\text{Hg}$ .

**2. Méthodes expérimentales.** — **2.1 PRÉPARATION DES SOURCES.** — Les sources de mercure 195 ont été obtenues par réactions de spallation (p, xn) induites sur des cibles d'or ( $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}^3$ ) au Synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (énergie des protons incidents 70 MeV, intensité moyenne du faisceau  $\approx 3 \mu\text{A}$ ). Les cibles irradiées

étaient séparées isotopiquement, les ions de mercure  $^{195}$  étant collectés sans ralentissement sur feuilles d'aluminium (dimensions des sources  $1 \times 20 \text{ mm}^2$ , activité  $\approx 2 \text{ mC}$ ).

**2.2 SPECTROMÉTRIE GAMMA.** — Deux détecteurs Ge(Li) de 25 et 30  $\text{cm}^3$ , ayant des résolutions de 2,2 keV à 661,6 keV ( $^{137}\text{Cs}$ ), ont été utilisés. L'éta-lonnage en énergie et l'efficacité photoélectrique de ces détecteurs ont été déterminés à partir de sources étalons (IAEA Vienne et  $^{226}\text{Ra}$  [12]). Pour les mesures en coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  multidimensionnelles, les deux détecteurs étaient associés à un circuit de coïncidences du type lent-rapide ( $2 \tau = 50 \text{ ns}$ ) en ligne avec l'ordinateur IBM 360-50 d'Orsay. Dans toutes ces mesures de spectrométrie  $\gamma$ , les rayonnements X très intenses de  $^{195}\text{Hg}$  et  $^{195}\text{Au}$  étaient atténués par un écran de cuivre.

**2.3 SPECTROMÉTRIE DE CONVERSION INTERNE.** — Le spectre de conversion interne de l'or et du mercure  $^{195}$  a été analysé avec un spectromètre magnétique  $\pi\sqrt{2}$  du type Siegbahn-Svartholm (résolution et transmission  $\approx 10^{-3}$  [13] à [15]).

Les électrons étaient détectés par un compteur Geiger associé à un circuit électronique limiteur de décharge (temps mort 5  $\mu\text{s}$  [16]). La transmission de la fenêtre du compteur (100  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  de formvar aluminisé) pour les électrons d'énergie comprise entre 5 et 20 keV a été déterminée à partir du spectre de conversion interne de  $^{227}\text{Th}$  [17] et des diagrammes de Lane et Zaffarano [18]. L'utilisation de ce système de comptage et de sources de haute activité permet d'obtenir, avec des temps d'accumulation relativement courts ( $\Delta t \leq 200 \text{ s}$ ), des taux de comptage mille fois plus élevés que ceux atteints couramment avec ce type de spectromètre.

La précision moyenne sur l'intensité des raies de conversion est de 10 %. Dans le domaine d'énergie considéré ( $10 \leq E_e \leq 1250 \text{ keV}$ ), la précision moyenne en énergie est de 70 eV.

Le spectre, obtenu avec cet analyseur monocanal, a été comparé au spectre intégral mesuré avec un spectromètre à jonction Si(Li). Le détecteur (50  $\text{mm}^2$  de surface active et 4 mm de profondeur) et le premier étage du préamplificateur sont refroidis, sous vide, à 77 K. Les résolutions atteintes varient entre 1,2 et 2,6 keV.

**3. Spectres gamma.** — Deux types de mesures ont été réalisés : l'un avec accumulations courtes et répétées (mesures de périodes, détermination de l'origine des transitions), l'autre avec accumulations longues (mesure des énergies et intensités des rayonnements gamma).

**3.1 ACCUMULATIONS COURTES.** — Dès la fin de la séparation isotopique, consécutive à une irradiation courte (1 h), les spectres  $\gamma$  étaient enregistrés toutes les heures. Les périodes du mercure  $^{195}$  dans

son état métastable (M) et son état fondamental (G) ont été mesurées à partir des courbes de décroissance radioactive des transitions de 180, 207, 261 et 560 keV :

$$T_{1/2}^{\text{M}} = 41,6 \pm 0,8 \text{ h} \quad T_{1/2}^{\text{G}} = 11,5 \pm 1 \text{ h}.$$

La plupart des niveaux de l'or  $^{195}$  sont alimentés par les états M ou G du mercure  $^{195}$ . Leurs transitions de désexcitation ont des courbes de décroissance radioactive soit pures (suivant la période de 41 h : transitions d'origine M) soit complexes (suivant les périodes de (11 + 41) h : transitions d'origine G). L'origine de chaque transition a été déterminée en comparant deux spectres  $\gamma$  : l'un émis par une source fraîchement préparée, l'autre par une source où les états M et G étaient en équilibre radioactif (voir Fig. 1).

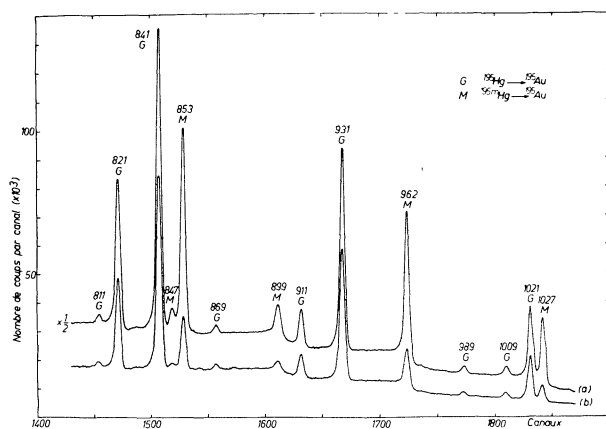


FIG. 1. — Identification des transitions, suivant la désintégration par capture électronique de  $^{195}\text{Hg}$  (état G) ou  $^{195\text{m}}\text{Hg}$  (état M). Le spectre a (ou b) correspond à une accumulation de 60 (ou 80) h, ayant commencé 10 mn (ou 96 h) après la séparation isotopique.

Cependant, les niveaux de 261,77 et 525,70 keV sont alimentés simultanément à partir des deux états M et G. Le rapport d'alimentation  $N^{\text{M}}(E_{\text{niv}})/N^{\text{G}}(E_{\text{niv}})$  du niveau de 261,77 (ou 525,70) keV a été calculé à partir d'une formule déduite des relations de filiations radioactives intégrées sur la durée de la première accumulation :

$$0,95 \frac{k_1}{k_2} = \frac{\left[ N^{\text{M}} + N^{\text{G}} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{r_1}{1 + r_1} \right]}{\left[ N^{\text{G}} \left( \frac{N_{\text{G}}^0}{N_{\text{M}}^0} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{r_1}{1 + r_1} \right) \right]}.$$

Dans cette formule,  $k_1/k_2$  est le rapport à l'instant initial, des deux composantes de la courbe complexe de décroissance radioactive de la transition de 261,75 (ou 207,10) keV (voir Fig. 2) ;

$$r_1 = [N_{\text{tot}}(122,78 \text{ keV})]/[\text{CE}(\text{M})] = 1,24 \pm 0,13$$

(voir section 6) ;  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont les constantes radioactives du mercure  $^{195}$  dans son état métastable et son état fondamental. Les populations relatives de ces deux états à l'instant initial ( $N_{\text{G}}^0/N_{\text{M}}^0 = 0,625$ ) sont

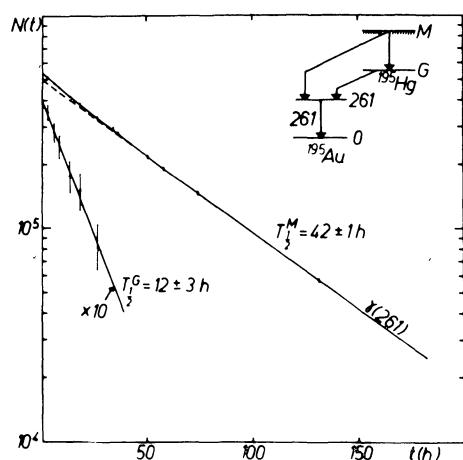


Fig. 2. — Courbe de décroissance radioactive de la transition de 261,75 keV mesurée au spectromètre à jonction Ge(Li).

déduites des résultats de N. Poffé [19] pour une énergie cinétique moyenne des protons, à l'intérieur de la cible épaisse d'or, de 45 MeV [20]. L'instant initial est le milieu de l'irradiation courte. En appliquant la formule précédente, on obtient :

$$\frac{N^M(261,77 \text{ keV})}{N^G(261,77 \text{ keV})} = 19,6 \pm 2,6$$

$$\frac{N^M(525,70 \text{ keV})}{N^G(525,70 \text{ keV})} = 0,26 \pm 0,08.$$

**3.2 ACCUMULATIONS LONGUES.** — Les énergies et intensités des rayonnements  $\gamma$  sont déduits de l'analyse de quatre spectres  $\gamma$  obtenus, à taux de comptage élevés, pour des temps d'accumulation de 40 à 100 h. Ces spectres ont été tracés puis décomposés graphiquement avec un analyseur de courbes (du Pont de Nemours modèle 310). Les résultats moyennés de ces mesures, pour les transitions d'or 195, sont présentés dans le tableau I. Les énergies et intensités en photons des transitions du mercure 195, données dans le tableau II, sont déduites des mesures de conversion interne (voir section 5).

Dans ces deux tableaux, les intensités en photons,  $N_\gamma$ , correspondent à  $10^4$  désintégrations de  $^{195m}\text{Hg}$  en équilibre avec  $^{195}\text{Hg}$  (voir section 6).

**4. Spectre de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  multidimensionnelles.** — Plus de vingt millions de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  ont été enregistrées sur  $2048 \times 1024$  canaux. Ce spectre multidimensionnel a été analysé par tranches de trois canaux en projection sur X ou Y, en tenant compte du fond Compton (les coïncidences fortuites étant négligeables). Les coïncidences observées sont données dans le tableau III avec leurs intensités relatives à 25 % près en moyenne.

Toutes les coïncidences observées précédemment par Frána *et al.* [7] sont confirmées. De plus, les coïncidences entre le rayonnement de 338,17 keV et les transitions désexcitant le niveau de 1068,0 keV (voir Fig. 3) mettent en évidence le niveau de 1406,2 keV. L'étude de la coïncidence entre les rayonnements de 180,11 et 841,27 keV permet de déterminer, dans les unités du tableau I, les intensités en photons des transitions de 841,27 et 841,39 keV :

$$\frac{N_\gamma(841,27 \text{ keV})}{N_\gamma(841,39 \text{ keV})} = \frac{21,5 \pm 14,6}{13,1 \pm 9,2}.$$

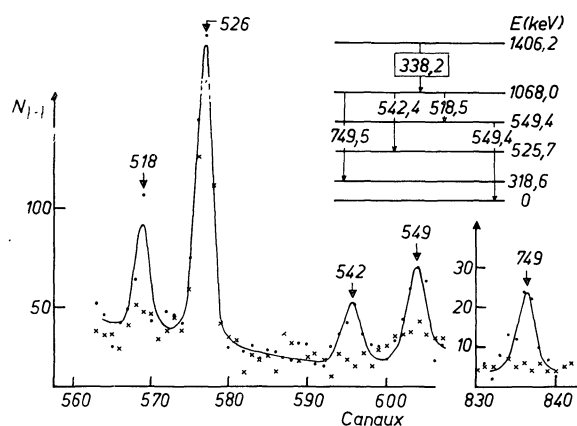


Fig. 3. — Rayonnements  $\gamma$  en coïncidence avec la transition de 338,2 keV. La comparaison entre le spectre de coïncidences (représenté par des points) et le fond Compton (représenté avec des croix) met en évidence les coïncidences entre le rayonnement de 338,2 keV et les rayonnements de 518,5 ; 542,4 ; 549,4 et 749,5 keV.

#### Notes du tableau I

Les intensités absolues en photons ( $N_\gamma$ ), en électrons ( $N_{e^-}$ ) et les intensités totales ( $N_{\text{tot}}$ ) de chaque transition correspondent à  $10^4$  désintégrations de  $^{195m}\text{Hg}$  en équilibre radioactif avec  $^{195}\text{Hg}$ .

a) Intensité en photons,  $N_\gamma$ , calculée à partir des raies de conversion interne L les plus intenses et des coefficients  $\alpha_L$  théoriques correspondants [21].

b) Transition nouvellement observée.

c) Superposée à la raie  $M_2$  de la transition de 122,78 keV dans le mercure 195. L'intensité  $N_{e^-}$

(200,38 keV) a été évaluée à partir de la valeur théorique  $\alpha_K(E2)$  et de l'intensité  $N_\gamma(200,38 \text{ keV})$ .

d) Superposée à la raie K de la transition de 518,45 keV. L'intensité  $N_{e^-}(452,04 \text{ keV})$  est la somme de ces deux contributions.

e) Transition double prise dans son ensemble.

f) Superposée à la raie M de la transition de 841,27 keV. L'intensité  $N_{e^-}(853,05 \text{ keV})$  est la somme de ces deux contributions.

g) Valeurs théoriques extrapolées [22], [23].

TABLEAU I

Transitions électromagnétiques dans  $^{195}\text{Au}$  suivant les transmutations de  $^{195\text{m}}\text{Hg}$  (origine M) et  $^{195}\text{Hg}$  (origine G).

$E_\gamma$ (keV)	Orig.	$N_\gamma$	Niv. atom.	$\pi/2$	$N_{e-}$ Si(Li)	$\alpha = m \times 10^n$		$n$	EL, ML $\Delta$ (%)	$N_{\text{tot.}}$
						$m_{\text{exp.}}$	$m_{\text{th.}}$			
$56,80 \pm 0,03$	M	$[1,38 \pm 0,02]^a)$	$L_1$	$31,9 \pm 3,1$		$2,31 \pm 0,22$	3,00	1	E3	$4590 \pm 220$
			$L_2$	$1742 \pm 69$		$1,26 \pm 0,05$	1,24	3		
			$L_3$	$1578 \pm 63$		$1,14 \pm 0,05$	1,16	3		
			$M_2$	$494 \pm 35$		$3,58 \pm 0,25$	3,50	2		
			$M_3$	$442 \pm 31$		$3,20 \pm 0,22$	3,20	2		
			N	$223 \pm 15$		$1,62 \pm 0,12$	1,81	2		
			O	$79,2 \pm 7,7$		$5,74 \pm 0,55$	6,90	1		
$61,46 \pm 0,03$	M+G	$[433 \pm 33]^a)$	$L_1$	$1388 \pm 77$		$3,20 \pm 0,40$	3,26	0	M1 + E2	$5730 \pm 370$
			$L_2$	$1281 \pm 71$		$2,96 \pm 0,37$	3,14	0	$16,6 \pm 1,4$	
			$L_3$	$1308 \pm 85$		$3,02 \pm 0,41$	2,80	0		
			$M_1$	$325 \pm 25$		$7,50 \pm 1,10$	7,60	-1		
			$M_2$	$336 \pm 26$		$7,76 \pm 1,10$	8,50	-1		
			$M_3$	$308 \pm 24$		$7,11 \pm 1,00$	7,40	-1		
			N	$258 \pm 20$		$5,96 \pm 0,90$	5,80	-1		
			O	$89 \pm 11$		$2,05 \pm 0,40$	1,80	-1		
$172,31 \pm 0,11$	M	$5,84 \pm 0,38$	K	$7,96 \pm 0,65$	$5,54 \pm 0,65$	$1,36 \pm 0,20$	1,34	0	M1	$15 \pm 1$
			$L_1$	$1,46 \pm 0,15$		$2,50 \pm 0,43$	2,00	-1		
$180,11 \pm 0,04$	G	$134 \pm 5$	K	$158 \pm 8$	$142 \pm 7$	$1,18 \pm 0,11$	1,18	0	M1 + E2	$317 \pm 15$
			$L_1$	$22 \pm 2$	$24,6 \pm 1,9$	$1,64 \pm 0,23$	1,70	-1	$2,4 \pm 1,0$	
			$L_2$	$2,54 \pm 0,31$		$1,89 \pm 0,32$	2,00	-2		
			$L_3$	$0,538 \pm 0,154$		$4,01 \pm 1,30$	3,60	-3		
$200,38 \pm 0,04$	M+G	$83,6 \pm 4,2$	K <sup>c)</sup>	$[14,4]$		$[1,72]$	1,72	-1	E2	$113 \pm 6$
			$L_1$	$2,38 \pm 0,31$		$2,85 \pm 0,51$	2,15	-2		
			$L_2$	$6,46 \pm 0,58$		$7,73 \pm 1,10$	8,40	-2		
			$L_3$	$3,77 \pm 0,38$		$4,51 \pm 0,72$	5,10	-2		
			M	$2,77 \pm 0,46$		$3,32 \pm 0,70$	4,20	-2		
$207,10 \pm 0,04$	M+G	$161 \pm 8$	K	$24,7 \pm 1,7$	$21,5 \pm 2,8$	$1,53 \pm 0,18$	1,58	-1	E2	$210 \pm 12$
			$L_1$	$4,23 \pm 0,46$	$13,1 \pm 1,9$	$2,62 \pm 0,42$	2,00	-2		
			$L_2$	$12,5 \pm 1,0$		$7,76 \pm 1,00$	7,40	-2		
			$L_3$	$7,31 \pm 0,65$		$4,53 \pm 0,63$	4,40	-2		
$241,50 \pm 0,10$	G	$4,85 \pm 0,58$	K	$0,86 \pm 0,13$		$1,77 \pm 0,48$	1,78	-1	M1 + E2	$5,7 \pm 0,7$
									$83 \pm 11$	
$261,75 \pm 0,04$	M+G	$3346 \pm 130$	K	$1177 \pm 35$	$1161 \pm 46$	$3,52 \pm 0,24$	3,45	-1	M1 + E2	$4840 \pm 190$
			$L_1$	$195 \pm 10$	$261 \pm 13$	$5,83 \pm 0,52$	5,20	-2	$19,5 \pm 6,0$	
			$L_2$	$38,8 \pm 2,7$		$1,16 \pm 0,13$	1,02	-2		
			$L_3$	$12,1 \pm 1,0$		$3,61 \pm 0,43$	3,30	-3		
			M	$61,9 \pm 5,0$	$90,4 \pm 6,2$	$1,85 \pm 0,22$	1,53	-2		
			N	$13,6 \pm 1,3$		$4,06 \pm 0,56$	4,30	-3		
$279,25 \pm 0,10$	M	$16,1 \pm 1,6$	K	$5,61 \pm 0,50$	$5,69 \pm 0,46$	$3,48 \pm 0,73$	3,45	-1	M1	$23 \pm 2$
			$L_1$	$1,00 \pm 0,15$		$6,21 \pm 1,73$	5,20	-2		
			$L_2$	$0,154 \pm 0,061$		$9,56 \pm 0,52$	5,10	-3		
$287,40 \pm 0,30$	M	$1,15 \pm 0,23$								$1,15 \pm 0,23$
$308,5 \pm 0,30^b)$	(M)	$0,65 \pm 0,15$								$0,65 \pm 0,15$
$318,60 \pm 0,10$	M	$2,31 \pm 0,27$	K	$12,4 \pm 1,0$	$11,9 \pm 0,7$	$5,37 \pm 1,06$	6,00	0	M4	$27 \pm 3$
			$L_1$	$4,85 \pm 0,54$		$2,10 \pm 0,48$	2,15	0		
			$L_2$	$1,50 \pm 0,19$		$6,49 \pm 1,60$	5,70	-1		
			$L_3$	$3,23 \pm 0,38$		$1,40 \pm 0,33$	1,20	0		
			M		$2,23 \pm 0,31$	$0,97 \pm 0,25$	1,38	0		
			N		$0,69 \pm 0,11$	$0,30 \pm 0,08$	0,40	0		
$324,55 \pm 0,25$	M	$1,73 \pm 0,31$								$1,73 \pm 0,31$
$330,5 \pm 0,30^b)$	G	$0,85 \pm 0,19$								$0,85 \pm 0,19$
$338,17 \pm 0,10$	M	$3,46 \pm 0,54$								$3,46 \pm 0,54$
$360,20 \pm 0,30^b)$		$0,81 \pm 0,19$								$0,81 \pm 0,19$

TABLEAU I (suite)

$E_\gamma$ (keV)	Orig.	$N_\gamma$	Niv. atom.	$N_{e^-}$		$\alpha = m_\gamma/10^n$			EL, ML $\Delta$ (%)	$N_{tot.}$	
				$\pi/2$	Si(Li)	$m_{exp.}$	$m_{th.}$	n			
368,55 ± 0,05	M	40 ± 3	K	6,81 ± 0,61	7,00 ± 0,54	1,70 ± 0,27	1,62	-1	M1	48 ± 4	
386,40 ± 0,15	M	26,2 ± 4,6	L <sub>I(2)</sub>	1,19 ± 0,15	1,15 ± 0,15	2,97 ± 0,60	2,63	-2	M1	31 ± 5	
			K	4,31 ± 0,42		1,65 ± 0,44	1,40	-1			
			L <sub>I(2)</sub>	0,77 ± 0,10		2,94 ± 0,87	2,13	-2			
387,87 ± 0,05	M	245 ± 15	h	0,192 ± 0,038		7,3 ± 2,7	5,41	-3	E2	256 ± 16	
			K	7,57 ± 0,65		3,09 ± 0,47	3,35	-2			
			L <sub>1</sub>	1,08 ± 0,14		4,41 ± 0,85	4,75	-3			
			L <sub>2</sub>	1,38 ± 0,15		5,63 ± 1,00	5,40	-3			
			L <sub>3</sub>	0,58 ± 0,09		2,37 ± 0,53	2,40	-3			
	M	0,61 ± 0,08		2,49 ± 0,48	3,10	-3					
401,53 ± 0,15	M+G	1,77 ± 0,31								1,77 ± 0,31	
419,00 ± 0,05	M	6,5 ± 0,8	K	0,270 ± 0,027	0,231 ± 0,038	4,15 ± 0,90	4,15	-2	M1 + E2 84 ± 10	6,77 ± 0,83	
439,50 ± 0,15	G	6,7 ± 1,0	K	0,79 ± 0,05	0,73 ± 0,09	1,18 ± 0,26	1,00	-1	M1	7,68 ± 1,11	
			L <sub>I(2)</sub>	0,192 ± 0,061	0,12 ± 0,02	2,87 ± 1,30	1,64	-2			
441,50 ± 0,20	M	4,46 ± 0,77	K	0,48 ± 0,03	0,35 ± 0,10	1,08 ± 0,26	0,99	-3	M1	4,94 ± 0,80	
452,04 ± 0,05	M	20,5 ± 1,5	K	2,15 ± 0,15		1,05 ± 0,15	0,93	-3	M1	23,1 ± 1,7	
			L <sup>d</sup>	0,46 ± 0,06	0,43 ± 0,07	2,24 ± 0,50	1,40	-2			
467,36 ± 0,05	M	31,1 ± 1,8	K	3,00 ± 0,09		9,65 ± 0,87	8,50	-2	M1	34,6 ± 1,9	
			L <sub>I(2)</sub>	0,46 ± 0,05	0,54 ± 0,08	1,48 ± 0,24	1,40	-2			
518,45 ± 0,20	M	5,00 ± 0,77								5,00 ± 0,77	
525,75 ± 0,04	M	52 ± 3	K	3,53 ± 0,11	3,92 ± 0,11	6,8 ± 0,6	6,30	-2	M1	56 ± 3	
			L <sub>I(2)</sub>	0,61 ± 0,06	0,58 ± 0,80	1,17 ± 0,19	1,03	-2			
			M		0,192 ± 0,046	3,7 ± 0,9	2,10	-3			
542,40 ± 0,20	M	1,27 ± 0,23								1,27 ± 0,23	
549,40 ± 0,10	M	5,23 ± 0,54	K	0,11 ± 0,03		2,10 ± 0,80	1,55	-2	(E2)	5,34 ± 0,57	
556,0 ± 0,5	M	5,15 ± 1,31								5,15 ± 1,31	
560,27 ± 0,04	M	768 ± 38	K	42,3 ± 1,5	44,0 ± 2,3	5,51 ± 0,47	5,30	-2	M1	820 ± 40	
			L <sub>I(2)</sub>	7,27 ± 0,38	7,42 ± 0,52	9,47 ± 0,97	8,80	-3			
			M	1,71 ± 0,15	1,75 ± 0,23	2,22 ± 0,31	1,90	-3			
			N	0,446 ± 0,054	0,546 ± 0,092	5,8 ± 1,0	5,50	-4			
			K	1,11 ± 0,05	1,02 ± 0,13	3,94 ± 0,66	3,62	-2			
575,52 ± 0,05	M	28,2 ± 4,1	L <sub>I(2)</sub>	0,154 ± 0,015		5,46 ± 1,20	6,14	-3	39 ± 7	29,5 ± 4,2	
			K	0,223 ± 0,038	0,154 ± 0,031	5,17 ± 2,20	4,95	-2	(M1)		
578,9 ± 0,30	M	4,31 ± 1,08	K	1,60 ± 0,08	1,86 ± 0,23	1,12 ± 0,11	1,36	-2	E2	145 ± 8	
585,13 ± 0,05	G	143 ± 7	L <sub>1+2</sub>	0,50 ± 0,06	0,461 ± 0,077	3,5 ± 0,6	3,00	-3			
			L <sub>3</sub>	0,069 ± 0,011		4,8 ± 1,0	4,00	-4			
			M	0,092 ± 0,023	0,169 ± 0,061	6,4 ± 2,0	7,90	-4			
			K	5,15 ± 0,23	5,69 ± 0,46	4,2 ± 0,4	4,50	-2	M1		
			L <sub>I(2)</sub>	0,846 ± 0,077	0,96 ± 0,14	6,9 ± 1,3	7,40	-3			
599,66 ± 0,04	G	122 ± 6	M	0,20 ± 0,03	0,26 ± 0,05	1,64 ± 0,37	1,66	-3		128 ± 6	
628,30 ± 0,20	M	2,08 ± 0,31								2,08 ± 0,31	
637,80 ± 0,30 <sup>b)</sup>	M	0,61 ± 0,23								0,61 ± 0,23	
658,70 ± 0,30 (M)		0,59 ± 0,23								0,59 ± 0,23	
665,42 ± 0,12	M	5,00 ± 0,46								5,00 ± 0,46	
671,13 ± 0,25	G	1,04 ± 0,15								1,04 ± 0,15	
680,68 ± 0,05	M	22,3 ± 1,5	K	0,784 ± 0,038	1,03 ± 0,13	3,52 ± 0,41	3,20	-2	M1	23,2 ± 1,5	
			L <sub>I(2)</sub>	0,154 ± 0,018	0,146 ± 0,026	6,9 ± 1,3	5,30	-3			
693,17 ± 0,20	M	3,85 ± 0,77	K	0,031 ± 0,008	0,054 ± 0,015	8,0 ± 3,6	8,00	-3	(E1 + M2)	3,9 ± 0,8	
698,06 ± 0,15	M	6,46 ± 0,77	K	0,238 ± 0,023	0,261 ± 0,038	3,7 ± 0,8	3,05	-2	M1	6,7 ± 0,8	
			L <sub>I(2)</sub>		0,050 ± 0,015	7,7 ± 2,3	4,90	-3			
701,1 ± 0,6		0,85 ± 0,35								0,85 ± 0,35	
703,4 ± 0,6		0,38 ± 0,19								0,38 ± 0,19	
710,9 ± 0,40 <sup>b)</sup>		0,25 ± 0,10								0,25 ± 0,10	
720,8 ± 0,50 <sup>b)</sup>		0,10 ± 0,05								0,10 ± 0,05	
727,20 ± 0,25	M	4,65 ± 0,69	K	0,119 ± 0,017	0,131 ± 0,023	2,56 ± 0,74	2,56	-2	M1 + (E2)	4,8 ± 0,7	
749,50 ± 0,20	M	2,23 ± 0,38	K	0,077 ± 0,018	0,061 ± 0,023	3,45 ± 1,40	2,50	-2	M1	2,3 ± 0,4	

TABLEAU I (suite)

$E_\gamma$ (keV)	Orig.	$N_Y$	Niv. atom.	$N_{e^-}$ $\pi/\lambda$	$N_{e^-}$ si(Li)	$\alpha = m \times 10^n$		$\mu$	EL, ML $\Delta$ (%)	$N_{tot.}$
						$m_{exp.}$	$m_{th.}$			
754,86 $\pm$ 0,15	M	5,81 $\pm$ 0,77	K	0,059 $\pm$ 0,012	0,061 $\pm$ 0,018	1,01 $\pm$ 0,35	0,81	-2	E2 + (M1)	5,9 $\pm$ 0,8
779,80 $\pm$ 0,05	G	444 $\pm$ 21	K	10,9 $\pm$ 0,5	10,31 $\pm$ 0,77	2,45 $\pm$ 0,24	2,30	-2	M1	457 $\pm$ 22
			L <sub>II(2)</sub>	1,65 $\pm$ 0,19	1,85 $\pm$ 0,23	3,70 $\pm$ 0,61	3,40	-3		
			M	0,384 $\pm$ 0,092	0,354 $\pm$ 0,054	8,64 $\pm$ 2,50	8,00	-4		
			N		0,138 $\pm$ 0,031	3,1 $\pm$ 0,7	2,90	-4		
792,0 $\pm$ 0,20	M	1,7 $\pm$ 0,3								1,7 $\pm$ 0,3
811,40 $\pm$ 0,15	G	0,77 $\pm$ 0,15								0,77 $\pm$ 0,15
821,08 $\pm$ 0,10	G	16,9 $\pm$ 1,5	K	0,308 $\pm$ 0,023	0,353 $\pm$ 0,046	1,82 $\pm$ 0,30	2,00	-2	M1	17,3 $\pm$ 1,5
			L <sub>II(2)</sub>	0,072 $\pm$ 0,015	0,065 $\pm$ 0,015	4,3 $\pm$ 1,3	3,20	-3		
841,27 $\pm$ 0,10 <sup>e)</sup>	G	34,2 $\pm$ 2,8	K	0,415 $\pm$ 0,045	0,515 $\pm$ 0,077	1,21 $\pm$ 0,23	1,20	-2	M1 + E2	34,7 $\pm$ 2,9
			L <sub>II(2)</sub>	0,100 $\pm$ 0,015	0,061 $\pm$ 0,015	2,92 $\pm$ 0,68	2,10	-3	56 $\pm$ 11	
847,40 $\pm$ 0,20	M	2,00 $\pm$ 0,35								2,00 $\pm$ 0,35
853,05 $\pm$ 0,10	M	23,6 $\pm$ 2,2	K	0,508 $\pm$ 0,038	0,538 $\pm$ 0,061	2,15 $\pm$ 0,36	1,80	-2	M1	24,2 $\pm$ 2,3
			L <sup>f)</sup>	0,115 $\pm$ 0,023			2,90	-3		
861,0 $\pm$ 0,35 <sup>b)</sup>	G	0,308 $\pm$ 0,092								0,308 $\pm$ 0,092
868,9 $\pm$ 0,30	G	1,09 $\pm$ 0,18								1,09 $\pm$ 0,18
897,3 $\pm$ 0,40	M	1,04 $\pm$ 0,31								1,04 $\pm$ 0,31
899,5 $\pm$ 0,30	M	4,34 $\pm$ 0,77	K	0,029 $\pm$ 0,010		6,7 $\pm$ 3,6	6,70	-3	M1 + E2	4,37 $\pm$ 0,78
									91 $\pm$ 36	
910,63 $\pm$ 0,15	G	4,33 $\pm$ 0,54	K	0,038 $\pm$ 0,005		8,8 $\pm$ 2,3	8,80	-3	M1 + E2	4,37 $\pm$ 0,54
									68 $\pm$ 18	
930,90 $\pm$ 0,07	G	28,0 $\pm$ 2,5	K	0,331 $\pm$ 0,038	0,292 $\pm$ 0,038	1,18 $\pm$ 0,24	1,46	-2	M1	28,40 $\pm$ 2,55
			L <sub>II(2)</sub>	0,058 $\pm$ 0,010	0,047 $\pm$ 0,011	2,07 $\pm$ 0,55	2,30	-3		
961,92 $\pm$ 0,08	M	21,0 $\pm$ 2,1	K	0,256 $\pm$ 0,031	0,323 $\pm$ 0,046	1,22 $\pm$ 0,27	1,35	-2	M1 + (E2)	21,25 $\pm$ 2,13
989,15 $\pm$ 0,20	G	0,86 $\pm$ 0,13								0,86 $\pm$ 0,13
1009,35 $\pm$ 0,20	G	1,31 $\pm$ 0,19	K		0,023 $\pm$ 0,008	1,76 $\pm$ 0,84	1,20	-2	(M1)	1,33 $\pm$ 0,20
1021,56 $\pm$ 0,07	G	11,1 $\pm$ 1,1	K	0,127 $\pm$ 0,019	0,123 $\pm$ 0,023	1,14 $\pm$ 0,28	1,15	-2	M1	11,25 $\pm$ 1,12
			L <sub>II(2)</sub>		0,028 $\pm$ 0,009	2,52 $\pm$ 0,11	1,80	-3		
1027,45 $\pm$ 0,15	M	9,08 $\pm$ 1,0	K	0,111 $\pm$ 0,023	0,092 $\pm$ 0,023	1,22 $\pm$ 0,39	1,14	-2	M1	9,18 $\pm$ 1,02
1040,6 $\pm$ 0,40 <sup>b)</sup> (M)		0,192 $\pm$ 0,077								0,192 $\pm$ 0,077
1049,27 $\pm$ 0,25	G	1,05 $\pm$ 0,17								1,05 $\pm$ 0,17
1082,90 $\pm$ 0,20	G	3,77 $\pm$ 0,46	K		0,018 $\pm$ 0,006	4,8 $\pm$ 2,3	4,30	-3	(E2)	3,79 $\pm$ 0,47
1086,20 $\pm$ 0,20	M	4,00 $\pm$ 0,54								4,00 $\pm$ 0,54
1091,7 $\pm$ 0,40	G	0,231 $\pm$ 0,077								0,231 $\pm$ 0,077
1111,04 $\pm$ 0,10	G	81 $\pm$ 6	K	0,892 $\pm$ 0,046	0,846 $\pm$ 0,100	1,10 $\pm$ 0,13	0,95	-2	M1	82 $\pm$ 6
			L <sub>II(2)</sub>	0,161 $\pm$ 0,015	0,146 $\pm$ 0,023	2,0 $\pm$ 0,3	1,50	-3		
			M		0,041 $\pm$ 0,011	5,1 $\pm$ 1,8	3,0 <sup>g)</sup>	-4		
			N		0,015 $\pm$ 0,005	1,85 $\pm$ 0,80	0,82 <sup>g)</sup>	-4		
1172,38 $\pm$ 0,10	G	73 $\pm$ 5	K	0,661 $\pm$ 0,046	0,677 $\pm$ 0,077	9,05 $\pm$ 0,30	8,20	-3	M1	74 $\pm$ 5
			L <sub>II(2)</sub>	0,092 $\pm$ 0,014	0,115 $\pm$ 0,023	1,26 $\pm$ 0,03	1,30	-3		
			M		0,032 $\pm$ 0,008	4,38 $\pm$ 1,4	2,5 <sup>g)</sup>	-4		
			N		0,015 $\pm$ 0,005	2,05 $\pm$ 0,8	0,7 <sup>g)</sup>	-4		
1189,5 $\pm$ 0,30	G	0,153 $\pm$ 0,031								0,153 $\pm$ 0,031
1241,17 $\pm$ 0,10	M	53 $\pm$ 4	K	0,461 $\pm$ 0,050	0,453 $\pm$ 0,059	8,7 $\pm$ 1,6	8,20	-3	M1	53,5 $\pm$ 4,5
			L <sub>II(2)</sub>	0,077 $\pm$ 0,013	0,085 $\pm$ 0,013	1,45 $\pm$ 0,33	1,85	-3		
			M		0,025 $\pm$ 0,005	4,7 $\pm$ 1,4	2,2 <sup>g)</sup>	-4		
			N		0,009 $\pm$ 0,003	1,73 $\pm$ 0,70	0,6 <sup>g)</sup>	-4		
1251,14 $\pm$ 0,25	G	1,08 $\pm$ 0,15								1,08 $\pm$ 0,15
1263,2 $\pm$ 0,30	G	0,246 $\pm$ 0,061								0,246 $\pm$ 0,061
1286,4 $\pm$ 0,35	M	0,577 $\pm$ 0,092								0,577 $\pm$ 0,092
1292,2 $\pm$ 0,35	G	0,231 $\pm$ 0,054								0,231 $\pm$ 0,054
1324,7 $\pm$ 0,40	G	0,100 $\pm$ 0,024								0,100 $\pm$ 0,024
1339,8 $\pm$ 0,50	G	0,031 $\pm$ 0,012								0,031 $\pm$ 0,012
1353,7 $\pm$ 0,35	G	0,515 $\pm$ 0,092								0,515 $\pm$ 0,092
1368,3 $\pm$ 0,40	G	0,085 $\pm$ 0,023								0,085 $\pm$ 0,023
1372,0 $\pm$ 0,40	G	0,115 $\pm$ 0,031								0,115 $\pm$ 0,031
1432,6 $\pm$ 0,40 <sup>b)</sup>	G	0,054 $\pm$ 0,017								0,054 $\pm$ 0,017
1443,2 $\pm$ 0,40 <sup>b)</sup>	G	0,061 $\pm$ 0,018								0,061 $\pm$ 0,018

TABEAU II

Transitions électromagnétiques dans  $^{195}\text{Hg}$  suivant la désexcitation du niveau métastable  $^{195m}\text{Hg}$

$E_\gamma$ (keV)	$N_\gamma$	Niv. atom.	$N_{e^-}(\pi\sqrt{2})$	$\alpha = m \times 10^n$			EL, ML $\Delta$ (%)	$N_{\text{tot.}}$
				$m_{\text{exp.}}$	$m_{\text{th.}}$	n		
$16,207 \pm 0,030$	$[18,46 \pm 1,85]$	$M_1$	$960 \pm 92$	$[5,20]$	$5,20$	1	$M1 + E2$ $0,053 \pm 0,013$	$(6270)^a$
		$M_2$	$130 \pm 13$	$7,0 \pm 1,4$	$6,75$	0		
		$M_3$	$39 \pm 7$	$2,11 \pm 0,58$	$2,22$	0		
		$N_1$	$242 \pm 23$	$1,31 \pm 0,26$	$1,20$	1		
		$N_2$	$35 \pm 6$	$1,89 \pm 0,52$	$1,95$	0		
		O	$60 \pm 5$	$3,25 \pm 0,57$	$3,39$	0		
$37,09 \pm 0,03$	$[197 \pm 6]$	$L_1$	$3540 \pm 110$	$[1,80]$	$1,80$	1	$M1 + E2$ $0,04 \pm 0,01$	$5350 \pm 210$
		$L_2$	$403 \pm 21$	$2,05 \pm 0,17$	$2,03$	0		
		$L_3$	$54 \pm 7$	$2,74 \pm 0,44$	$2,82$	-1		
		$M_1$	$774 \pm 38$	$3,93 \pm 0,32$	$4,20$	0		
		$M_2$	$97 \pm 10$	$4,92 \pm 0,64$	$4,80$	-1		
		$M_3$	$11,6 \pm 1,5$	$5,1 \pm 0,9$	$7,00$	-2		
		N	$222 \pm 13$	$1,13 \pm 0,10$	$1,24$	0		
		O	$53 \pm 3$	$2,69 \pm 0,35$	$3,73$	-1		
$53,29 \pm 0,03$	$[0,916 \pm 0,084]$	$L_1$	$<2,15$	$<2,0$	$0,70$	0	E2	$90 \pm 8$
		$L_2$	$38 \pm 3$	$[4,15]$	$3,80$	1		
		$L_3$	$32 \pm 2$	$[3,50]$	$3,85$	1		
		$M_2$	$7,84 \pm 1,15$	$8,6 \pm 2,0$	$9,50$	0		
		$M_3$	$9,5 \pm 1,5$	$1,04 \pm 0,25$	$1,10$	1		
$122,78 \pm 0,03$	$[3,00 \pm 0,09]$	K	$463 \pm 32$	$1,54 \pm 0,16$	$1,66$	2	M4	$5535 \pm 280$
		$L_1$	$965 \pm 38$	$3,22 \pm 0,23$	$3,20$	2		
		$L_2$	$196 \pm 15$	$6,53 \pm 0,70$	$7,10$	1		
		$L_3$	$2400 \pm 7$	$[8,00]$	$8,00$	2		
		$M_1$	$283 \pm 20$	$9,43 \pm 0,96$	$9,50$	1		
		$M_2$	$77 \pm 9^b$	$2,57 \pm 0,39$	$2,00$	1		
		$M_3$	$715 \pm 42$	$2,38 \pm 0,22$	$2,50$	2		
		$M_{45}$	$56 \pm 6$	$1,87 \pm 0,25$	$1,73$	1		
		N	$319 \pm 22$	$1,06 \pm 0,11$	$1,08$	2		
		O	$61 \pm 23$	$2,03 \pm 0,81$	$3,20$	0		

Les intensités absolues  $N_\gamma$ ,  $N_{e^-}$  et  $N_{\text{tot}}$  sont exprimées dans les unités déjà utilisées dans le tableau I.

$N_{e^-}(\pi\sqrt{2})$  Intensité en électrons mesurée au spectromètre magnétique.

$N_\gamma$  Intensité en photons calculée à partir de la (les) raie(s) de conversion interne la (les) plus intense(s) et du (des) coefficient(s) de conversion interne théorique(s) correspondant.

$\alpha_{\text{exp}}$  Coefficient de conversion interne expérimental. Les valeurs données entre parenthèses ont été utilisées comme étalons pour calculer l'intensité en photons  $N_\gamma$  ( $N_\gamma = N_{e^-}/\alpha_{\text{exp}}$ ).

$\alpha_{\text{théor}}$  Coefficient de conversion interne théorique

tiré des tables de Hager-Seltzer [21] (sous couches K, L, M) et des tables de Dragoun *et al.* [22], [23] (sous couches N, O).

a) La contribution des niveaux L a été calculée à partir des coefficients de conversion  $\alpha_L$  théoriques et de l'intensité en photons  $N_\gamma$ .

b) Superposée à la raie K de la transition de 200,38 keV dans  $^{195}\text{Au}$  (voir Tableau I).

5. Spectres de conversion interne. — Dans les tableaux I et II sont données les intensités des raies de conversion de l'or et du mercure 195, à l'équilibre radioactif de  $^{195m}\text{Hg}$  et  $^{195}\text{Hg}$ . Elles sont exprimées dans les mêmes unités que les intensités en photons,





$N_\gamma$ , le facteur de conversion entre les mesures de spectrométrie  $\beta$  et  $\gamma$  ayant été déterminé à partir des coefficients  $\alpha_K$  théoriques [21] et expérimentaux des transitions de 180, 207, 261 et 560 keV prises comme étalons.

Certaines transitions, fortement converties et très faibles en spectrométrie  $\gamma$ , ont une multipolarité déterminée avec précision à partir de leurs rapports de conversion interne dans différentes sous-couches (transitions de 56,80 et 318,60 keV de l'or 195 et transitions du mercure 195). Leur intensité en photons,  $N_\gamma$ , a été calculée à partir de la (les) raie(s) de conversion la (les) plus intense(s) et du (des) coefficient(s) de conversion interne théorique(s) correspondant(s) [21] à [23].

Dans toutes les régions non complexes du spectre, les raies de conversion interne ont été mesurées au spectromètre à jonction Si(Li) avec une précision en intensité équivalente à celle obtenue avec le spectromètre magnétique (Fig. 4). Cependant, pour les transitions voisines de 1 MeV, les mesures avec le spectromètre Si(Li) complètent avantageusement les mesures avec le spectromètre  $\pi \sqrt{2}$  (résolution du même ordre de grandeur mais transmission vingt fois supérieure).

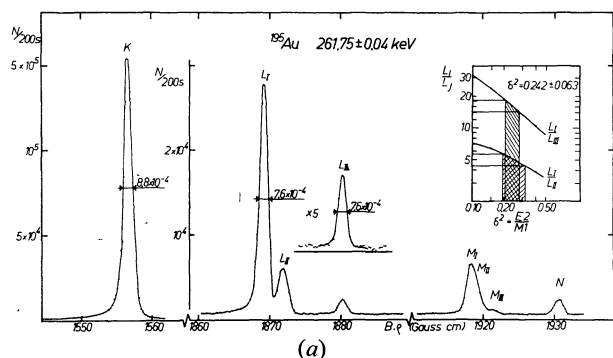


FIG. 4a. — Raies des électrons de conversion interne, de la transition de 261,75 keV, mesurées au spectromètre  $\pi\sqrt{2}$  (début des mesures 240 h après la séparation isotopique.)

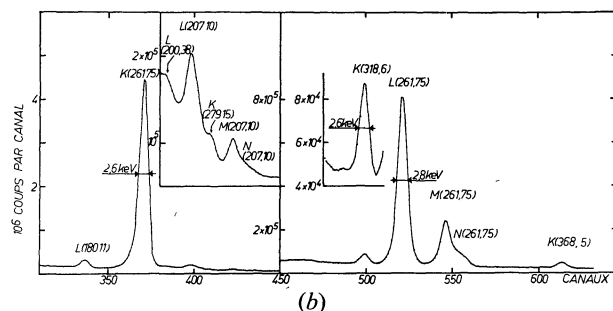


FIG. 4b. — Spectre de conversion interne partiel ( $150 \leq E_e \leq 300$  keV) de l'or 195, mesuré au spectromètre à jonction Si(Li).

6. **Niveaux de l'or 195.** — Le mercure 195, dans ses états M et G, alimente par capture électronique les niveaux de l'or 195 représentés respectivement dans deux schémas partiels distincts (voir Fig. 5a et 5b). Les taux de désintégration CE (M) et CE (G)

ont été normalisés à  $10^4$  désintégrations et désexcitations de l'état M en équilibre avec l'état G :

$$\begin{aligned} \text{CE (M)} &= N_{\text{tot}}^{\text{M}} (56,80 \text{ keV}) + N_{\text{tot}} (318,60 \text{ keV}) \\ &= 4\,462 + 240 \end{aligned}$$

$$\text{CE (G)} = N_{\text{tot}} (122,78 \text{ keV}) = 5\,538 \pm 280$$

avec

$$N_{\text{tot}}^{\text{M}}(56,80 \text{ keV}) = N_{\text{tot}}(56,80 \text{ keV}) - N_{\text{tot}}^{\text{G}}(207,10 \text{ keV}) .$$

Les intensités en photons, en électrons et les intensités totales des transitions de  $^{195}\text{Au}$  et  $^{195\text{m}}\text{Hg}$  sont exprimées dans les mêmes unités.

6.1 PROBABILITÉS RÉDUITES *ft*. — Les probabilités réduites totales,  $f_{K+L+M}$  des transitions par capture électronique vers les niveaux de l'or 195 ont été calculées à l'aide des tables de Behrens-Jänecke [24] et des formules de Zyrianova [25] pour les transitions interdites uniques.

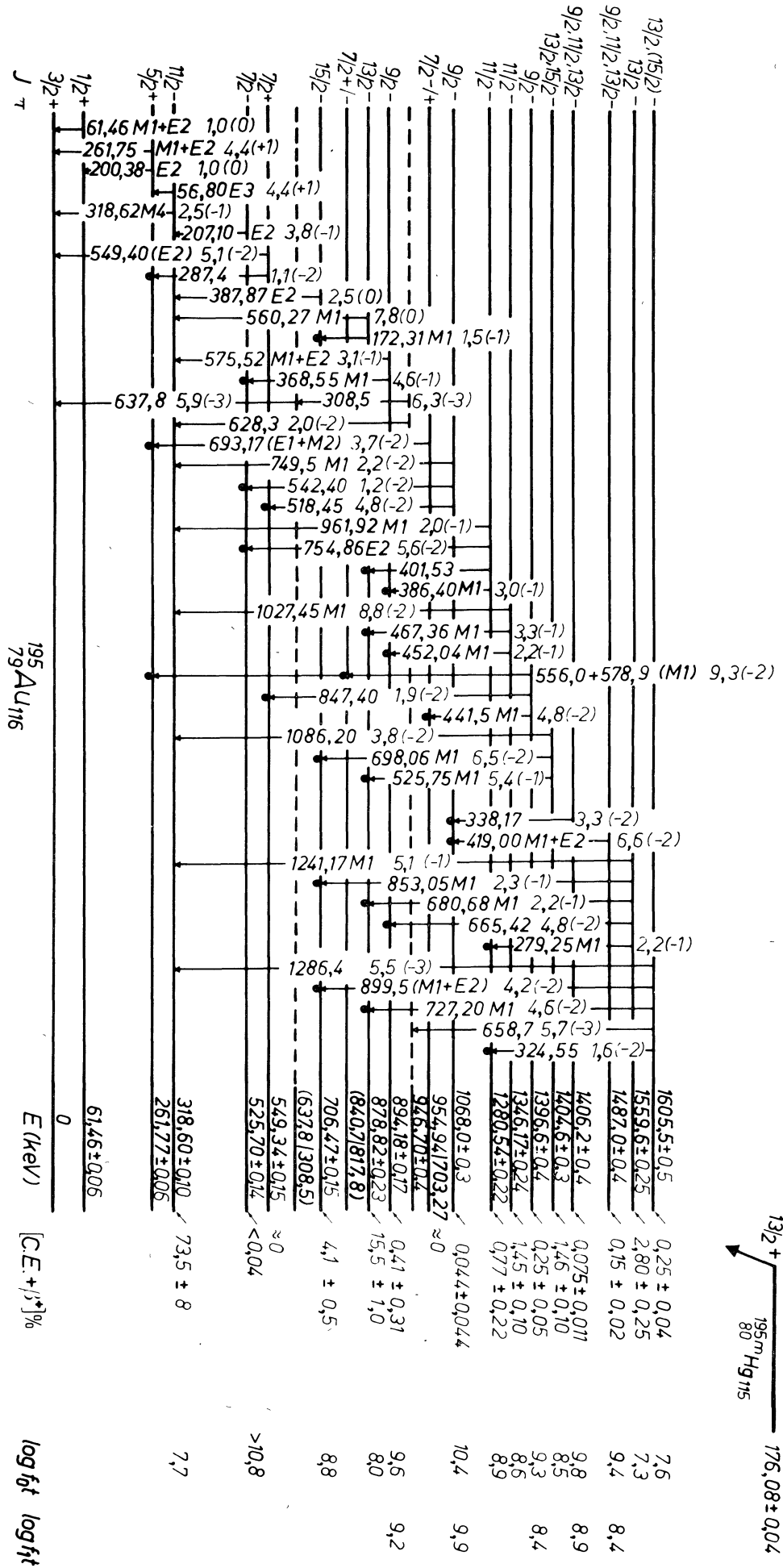
Dans ces calculs, la valeur adoptée pour l'énergie totale de désintégration de  $^{195}\text{Hg}$  vers  $^{195}\text{Au}$ ,  $Q = 1\,448$  keV, est la valeur minimum correspondant à l'alimentation par capture M seulement du niveau de  $1\,443,2$  keV. La mesure de  $Q$ , à partir de l'étude du spectre  $\beta^+$  au spectromètre magnétique  $\pi\sqrt{2}$ , n'a pu être effectuée (rapports théoriques  $\beta^+/\text{CE} \leq 1/7\,000$  ; faible transmission et forte dispersion du spectromètre). Cependant, on peut noter que les  $\log(ft)$  des transitions par capture électronique sont, en général, peu sensibles aux différentes valeurs de  $Q$  ( $1\,400 \leq Q \leq 1\,820$  keV) déduites des tables de masses atomiques (réf. [26] à [29]). Les seules exceptions concernent les  $\log(ft)$  des transitions alimentant les niveaux de  $1\,433,0$  ;  $1\,443,2$  ;  $1\,559,6$  et  $1\,605,5$  keV par capture  $K(+L+M)$ ,  $L(+M)$  ou  $M$  suivant la valeur de  $Q$  (voir l'analyse des niveaux de  $1\,324,7$  et  $1\,433,0$  keV dans la section suivante).

6.2 ANALYSE DES NIVEAUX DE  $^{195}\text{Au}$ . — Les nouvelles mesures de spectrométrie  $\beta$  et  $\gamma$  ont permis de fixer le spin et la parité des niveaux de 549,34 ; 706,47 ; 878,82 ; 1 068,0 ; 1 172,40 ; 1 346,17 ; 1 396,6 et 1 559,6 keV. Pour les niveaux de 439,51 ; 1 251,0 ; 1 324,7 ; 1 353,6 ; 1 404,6 ; 1 406,2 ; 1 433,0 ; 1 443,2 ; 1 487,0 et 1 605,5 keV, un choix restreint de valeurs de spin est proposé, leur parité étant déterminée de façon univoque. L'analyse est limitée aux niveaux de l'or 195 dont les nouvelles attributions de spin et parité sont les moins évidentes.

*Niveau de 439,51 keV.* — Les trois valeurs proposées pour le spin de ce niveau, sont compatibles avec la valeur élevée de  $\log (ft)$ , d'après les règles de sélection de Raman et Gove [30]. Cependant le spin 5/2 est plus probable d'après l'étude de Lipnik et Sunier [31] des transitions interdites une fois dans les noyaux impairs de la région du plomb

$$(\Delta J = 0 \log(f_0 t) \approx 6 \text{ et } \Delta J = 1 \log(f_0 t) \approx 8).$$

FIG. 5a. — Niveaux de <sup>195</sup>Au alimentés par capture électronique à partir de l'état métastable <sup>195m</sup>Hg.



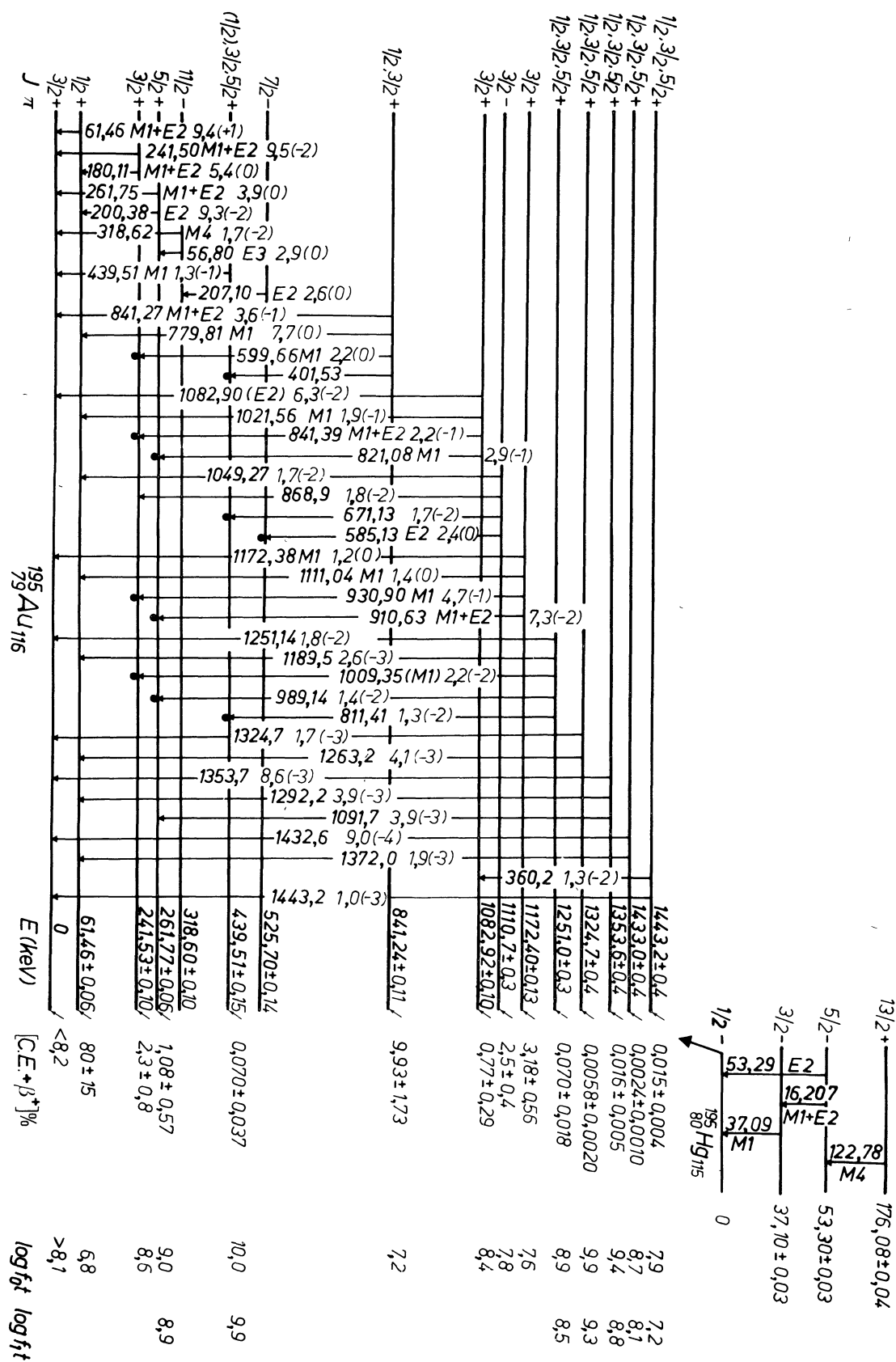


FIG. 5b. — Niveaux de  $^{195}\text{Au}$  alimentés par capture électronique à partir de l'état fondamental de  $^{195}\text{Hg}$ .

**Niveaux de 549,34 et 1 068,0 keV.** — Le niveau de 549,34 keV est alimenté exclusivement par la transition de 518,45 keV issue de l'état  $9/2$ ,  $11/2$  ou  $13/2^-$  à 1 068,0 keV. La raie de conversion K de cette transition est superposée à la raie  $L_1$  de la transition de 452,0 keV. Compte tenu des erreurs expérimentales, la valeur du coefficient

$$\alpha_K(518,45 \text{ keV}) = [3,1 \pm 2,5] \times 10^{-2}$$

est compatible avec les multipolarités  $M 1 + E 2$  ou  $E 1 + M 2$ . Cependant, seule l'identification des niveaux de 549,34 et 1 068,0 keV à des états  $7/2^+$  et  $9/2^-$  est cohérente avec leur désexcitation.

**Niveaux de 954,94 (ou 703,27) keV et de 1 396,6 keV.** — Les deux transitions en coïncidence de 441,5 keV ( $M 1$ ) et 693,2 keV ( $M 1 + E 2$  ou  $E 1 + 5,6 \% M 2$ ) relient le niveau de 1 396,6 keV de parité négative et spin élevé ( $\log(f_t) = 9,3$ ) au niveau  $5/2^+$  de 261,77 keV. Elles établissent l'existence d'un état  $7/2^-$  (ou  $7/2^+$ ) à 954,94 (ou 703,27) keV alimenté à partir de l'état  $9/2^-$  à 1 396,6 keV.

**Niveaux de 1 324,7 et 1 433,0 keV.** — Ces deux niveaux se désexcitent vers l'état fondamental  $3/2^+$  et le premier niveau excité  $1/2^+$  avec des intensités comparables

$$\frac{N_{\text{tot}}(1\,372,0 \text{ keV})}{N_{\text{tot}}(1\,432,6 \text{ keV})} = 2,1 \pm 0,9$$

$$\frac{N_{\text{tot}}(1\,263,2 \text{ keV})}{N_{\text{tot}}(1\,324,7 \text{ keV})} = 2,5 \pm 1,0.$$

Cependant la similitude de ces deux niveaux ne peut pas être confirmée par la comparaison de leur  $\log(f_t)$ . En effet, la valeur de la probabilité réduite de la transition par capture électronique, alimentant le niveau de 1 433,0 keV, dépend fortement de la valeur adoptée pour  $Q$  :

$$1\,448 \leq Q \leq 1\,820 \text{ keV} \rightarrow$$

$$\rightarrow \begin{cases} 8,7 \leq \log f_0 t(1\,433,0 \text{ keV}) \leq 10,9 \\ 9,9 \leq \log f_0 t(1\,324,7 \text{ keV}) \leq 10,3. \end{cases}$$

**6.3 INTERPRÉTATION.** — Les niveaux  $3/2^+$  (0 keV),  $1/2^+$  (61,46 keV),  $3/2^+$  (241,53 keV),  $5/2^+$  (261,77 keV) et  $11/2^-$  (318,60 keV) ont été identifiés dans les isotopes d'or de nombre de masse impair ( $191 \leq A \leq 199$ ), avec des énergies d'excitation voisines.

Le modèle de Kisslinger-Sorensen prévoit l'existence de ces continuités de structure nucléaire. Dans ce modèle, le niveau fondamental  $3/2^+$  et le premier niveau excité  $1/2^+$  sont essentiellement les états de particule indépendante  $2 d_{3/2}$  et  $3 s_{1/2}$ . Le premier niveau  $5/2^+$  est de nature collective, résultant du couplage de l'état  $2 d_{3/2}$  avec les vibrations quadrupolaires du cœur pair-pair. Enfin l'état isomérique  $11/2^-$  correspond à la configuration  $1 h_{11/2}$  couplée

aux vibrations à 0 et 1 phonon. A plus haute énergie, ce modèle prévoit l'existence de niveaux collectifs

$$\begin{aligned} 7/2^+ & (\text{à } 345 \text{ keV théor} \rightarrow 549,34 \text{ keV exp}), \\ 5/2^+ & (\text{à } 428 \text{ keV théor} \rightarrow 439,51 \text{ keV exp}), \\ 3/2^+ & (\text{à } 511 \text{ keV théor} \rightarrow 241,53 \text{ keV exp}) \end{aligned}$$

et

$$7/2^- \text{ (540 keV théor} \rightarrow 525,70 \text{ keV exp)}.$$

La complexité des spectres théorique et expérimental et leur désaccord en énergie ne permet pas de poursuivre l'identification des niveaux à plus haute énergie.

Cette difficulté est surmontée dans le modèle semi-microscopique de Alaga-Ialongo-Paar (voir Fig. 6 et réf. [9] à [11]). Dans ce modèle, les niveaux de

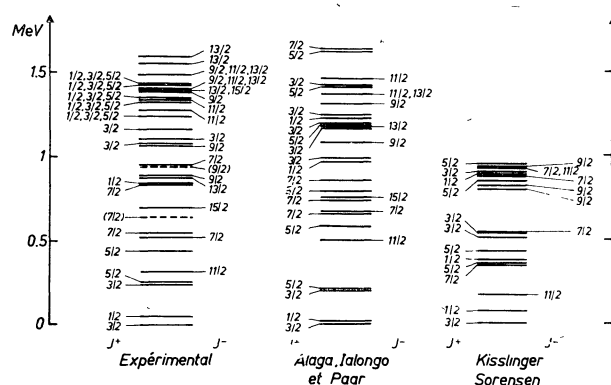


FIG. 6. — Comparaison du spectre expérimental de  $^{195}\text{Au}$  avec les spectres théoriques des modèles de Kisslinger-Sorensen et de Alaga-Ialongo-Paar.

l'or 195 sont décrits comme des états à trois trous couplés aux vibrations à 0, 1, 2 et 3 phonons du cœur. Pour des valeurs données de la force d'appariement,  $G$ , du paramètre de couplage,  $a$  et de l'énergie de vibration,  $\hbar\omega$ , ce modèle rend compte de façon satisfaisante de l'existence des onze premiers niveaux de parité positive et des huit premiers niveaux de parité négative [9], [11]. Dans le tableau IV, les énergies expérimentales de ces niveaux sont comparées aux énergies théoriques correspondantes.

Dans les deux modèles considérés, la force quadrupôle-quadrupôle introduit, dans tous les niveaux de parité positive, des mélanges de configurations entre les états  $3 s_{1/2}$ ,  $2 d_{3/2}$ ,  $2 d_{5/2}$  et  $1 g_{7/2}$ . Il n'en va pas de même pour l'état isomérique  $11/2^-$  qui correspond à la configuration pure  $1 h_{11/2}$ . On peut appliquer à ce niveau le traitement phénoménologique de De-Shalit [32] dans lequel l'état  $1 h_{11/2}$  est couplé aux vibrations quadrupolaires du cœur. Les niveaux  $7/2^-$  (525,70 keV),  $9/2^-$  (894,18 keV),  $11/2^-$  (1 280,54 keV),  $13/2^-$  (878,82 keV) et  $15/2^-$  (706,47 keV) peuvent être interprétés comme les éléments de la bande vibrationnelle  $1 h_{11/2} - 2_1^+$ , dont le centre de gravité est à 550 keV au-dessus du niveau isomérique  $11/2^-$ . Cette énergie est à comparer à celle

TABLEAU IV

Niveaux expérimentaux et théoriques de  $^{195}\text{Au}$ 

Niveaux de parité positive			Niveaux de parité négative		
Spin	Energie (keV)		Spin	Energie (keV)	
$J$	Exp	Théor ( <sup>a</sup> )	$J$	Exp	Théor ( <sup>b</sup> )
3/2	0	0	11/2	318,60	490
1/2	61,46	17	7/2	525,70	670
3/2	241,53	203	15/2	706,47	758
5/2	261,77	212	9/2	894,18	1 078
5/2	439,51	580	13/2	878,82	1 183
7/2	549,34	657	9/2	1 068,0	1 319
7/2	(637,8) ?	734	11/2	1 280,54	1 375
5/2	?	790	11/2	1 346,17	1 471
7/2	(840,7) ?	860			
1/2	841,24	972			
3/2	1 082,92	988			
3/2	1 172,40	1 167			

(<sup>a</sup>) Energies théoriques du modèle semi-microscopique de Alaga, calculées avec  $G = 0,12$  MeV ;  $a = 0,40$  MeV ;  $\hbar\omega = 0,50$  MeV ; référence [11].

(<sup>b</sup>) Energies théoriques du même modèle calculées avec  $G = 0,10$  MeV ;  $a = 0,50$  MeV ;  $\hbar\omega = 1,027$  MeV ; référence [9].

du premier niveau  $2^+$  dans les noyaux pairs-pairs voisins :

$$E(2_1^+, ^{194}\text{Pt}) = 328,5 \text{ keV} ; E(2_1^+, ^{196}\text{Hg}) = 426,1 \text{ keV} .$$

Dans  $^{191}\text{Au}$  [33], une bande vibrationnelle analogue a été identifiée. Cette bande, dans  $^{193}\text{Au}$  [34], [35], est constituée des niveaux  $7/2^-$  (508,2 keV) ;  $9/2^-$  (890,6 keV) ;  $11/2^-$  (1 284,6 keV) ;  $13/2^-$  (863,2 keV) et  $15/2^-$  (697,6 keV). Son centre de gravité est à 570 keV au-dessus de l'état isomérique  $11/2^-$  (290,0 keV), valeur à comparer avec

$$E(2_1^+, ^{192}\text{Pt}) = 316,5 \text{ keV} \text{ et } E(2_1^+, ^{194}\text{Hg}) = 427 \text{ keV} .$$

Les niveaux  $7/2^-$  (954,94 keV) ;  $9/2^-$  (1 068,0 keV) et  $11/2^-$  (1 346,17 keV), dans  $^{195}\text{Au}$  peuvent être interprétés comme les trois premiers éléments de la bande vibrationnelle à deux phonons  $1 \text{ h}_{11/2} - 2_2^+$ . Le centre de gravité de cette bande est à 830 keV au-dessus du niveau  $11/2^-$  (318,60 keV), valeur compatible avec l'énergie d'excitation du deuxième niveau  $2^+$  des noyaux pairs-pairs voisins :

$$E(2_2^+, ^{194}\text{Pt}) = 622,1 \text{ keV} ; E(2_2^+, ^{196}\text{Hg}) = 1 039 \text{ keV} .$$

Enfin, le niveau  $3/2^-$  (1 110,7 keV), non prévu dans les modèles de Kisslinger-Sorensen et Alaga-Ialongo-Paar (qui se limitent aux vibrations quadrupolaires du cœur), peut être interprété comme un état de vibration octupolaire construit sur le niveau fondamental  $3/2^+$  ( $E(3_1^-, ^{194}\text{Pt}) = 1 432$  keV).

L'interprétation des niveaux de moyenne et haute énergie est naturellement moins sûre que celle des premiers états excités qui peut être confirmée par l'étude des probabilités réduites de transitions électromagnétiques.

**7. Probabilités réduites de transitions électromagnétiques.** — Les probabilités réduites de transitions électromagnétiques expérimentales de  $^{195}\text{Au}$  et  $^{195}\text{Hg}$ , ont été calculées à partir des rapports d'embranchement, des multipolarités et des coefficients de conversion interne mesurés dans la présente étude et des vies moyennes déterminées par ailleurs [5], [36], [37]. Dans le tableau V, elles sont comparées aux probabilités réduites théoriques du modèle à particule indépendante ( $B(\sigma L)_{\text{sp}}$  [38]) et du modèle à couplage intermédiaire de Kisslinger-Sorensen ( $B(\sigma L)_{\text{KS}}$  [8] ;  $B(\sigma L)_{\text{S}}$  [39], [40]). Cette comparaison et la recherche des contributions prépondérantes, dans les probabilités réduites théoriques du modèle à couplage intermédiaire, permettent d'analyser le caractère plus ou moins collectif des premiers niveaux de l'or et du mercure 195.

Les probabilités réduites théoriques  $B(E 2)$  de Reehal-Sorensen ne sont pas analysées car elles font intervenir les amplitudes à deux phonons  $C_{J, 2K}^J$  non tabulées [8], [41]. De même, les probabilités réduites du modèle semi-microscopique de Alaga-Ialongo-Paar ne sont pas étudiées étant donnée la complexité des fonctions d'onde de ce modèle.

**7.1 PROBABILITÉS RÉDUITES DE  $^{195}\text{Au}$ .** — Les probabilités réduites théoriques de Kisslinger et Sorensen sont en accord satisfaisant avec les probabilités réduites expérimentales correspondantes. On remarque en particulier que :

— La transition M 1 de 61,46 keV est fortement retardée ( $B_{\text{sp}}/B_{\text{exp}} = 957$ ) car interdite  $1$ . En effet, dans le modèle de Kisslinger-Sorensen, cette transition relie le premier niveau  $1/2^+$  (état  $3 \text{ s}_{1/2}$  à 90 %) au niveau fondamental (état  $2 \text{ d}_{3/2}$  à 76 %).

Les probabilités réduites de transitions électromagnétiques expérimentales ( $B(\sigma L)_{\text{exp}}$ ) sont comparées aux probabilités réduites théoriques du modèle à particules indépendantes ( $B(\sigma L)_{\text{sp}}$  réf. [38]) et du modèle de Kisslinger-Sorensen ( $B(\sigma L)_{\text{S}}$  réf. [39], [40] et  $B(\sigma L)_{\text{KS}}$  réf. [8]). Elles sont exprimées dans les unités suivantes :  $B$  (M 1) en  $10^{-2} \mu_N^2$  ;  $B$  (E 2)

en  $10^{-2} e^2 b^2$  ;  $B$  (E 3) en  $10^{-6} e^2 b^3$  ;  $B$  (M 4) en  $10^{-11} \mu_N^5$ .

a) Périodes  $T_{1/2}$  données dans les références [36] et [37].

b) Période  $T_{1/2}$  donnée dans la référence [5].

TABLEAU V

Probabilités réduites de transitions électromagnétiques de  $^{195}\text{Au}$  et  $^{195}\text{Hg}$

Noyau	Niveau (keV)	$T_{1/2}$ <sup>a)</sup> (ns)	Transition (keV)	Embranchement %	E2 %	$\alpha_{\text{tot}}$
$^{195}\text{Hg}$	53,30	$0,72 \pm 0,03$	16,21	$98,4 \pm 0,4$	$0,053 \pm 0,013$	$338 \pm 68$
			53,30	$1,6 \pm 0,4$	100	$106 \pm 16$
$^{195}\text{Au}$	61,46	$3,0 \pm 0,2$	61,46	100	$16,6 \pm 1,4$	$12,3 \pm 1,6$
	261,77	$(5,4 \pm 1,0) 10^{-2}$	200,38	$2,3 \pm 0,22$	100	$0,37 \pm 0,07$
			261,77	$97,8 \pm 0,1$	$19,5 \pm 6$	$0,45 \pm 0,04$
	$E_{\gamma}$ (keV)	$J_i$	$J_f$	B(M1) exp.	B(M1) s.p.	B(M1) S.
$^{195}\text{Hg}$	16,21	5/2	3/2	$3,72 \pm 0,92$	140	0,061
$^{195}\text{Au}$	61,46	1/2	3/2	$0,35 \pm 0,07$	335	1,34
	261,77	5/2	3/2	$2,20 \pm 0,63$	201	6,19
	$E_{\gamma}$ (keV)	$J_i$	$J_f$	$\frac{B(E2) \text{ exp.}}{2J_f + 1}$	$\frac{B(E2) \text{ s.p.}}{2J_f + 1}$	$\frac{B(E2) \text{ S.}}{2J_f + 1}$
$^{195}\text{Hg}$	16,21	5/2	3/2	$2,7 \pm 1,3$	0,048	0,195
	53,30	5/2	1/2	$1,3 \pm 0,4$	0,335	2,39
$^{195}\text{Au}$	61,46	1/2	3/2	$6,6 \pm 1,8$	0,335	1,26
	200,38	5/2	1/2	$2,7 \pm 0,9$	0,335	1,43
	261,77	5/2	3/2	$2,8 \pm 1,4$	0,048	5,80
Noyau	Niveau (keV)	$T_{1/2}$	Transition (keV)	Embranchement %	Multipol.	$\alpha_{\text{tot}}$
$^{195}\text{Hg}$	176,08	$41,6 \pm 0,8 \text{ h}$	122,78	$54,7 \pm 2,3$	M4	$1850 \pm 150$
$^{195}\text{Au}$	318,60	$30,2 \pm 0,5 \text{ s}$ <sup>b)</sup>	56,80	$99,4 \pm 0,1$	E3	$3580 \pm 570$
			318,60	$0,6 \pm 0,1$	M4	$10,7 \pm 1,7$
	$E_{\gamma}$ (keV)	$J_i$	$J_f$	B(E3) exp.	B(E3) s.p.	B(E3) K.S.
$^{195}\text{Au}$	56,80	11/2	5/2	$5,6 \pm 1,0$	3420	32
	$E_{\gamma}$ (keV)	$J_i$	$J_f$	B(M4) exp.	B(M4) s.p.	B(M4) K.S.
$^{195}\text{Hg}$	122,78	13/2	5/2	$0,179 \pm 0,025$	3,07	1,13
$^{195}\text{Au}$	318,60	11/2	3/2	$0,277 \pm 0,092$	2,10	0,67

— La transition E2, issue du niveau  $5/2^+$  à 261,77 keV, est accélérée ( $B_{\text{exp}}/B_{\text{sp}} = 58$ ) et le retard de la transition E3 de 56,80 keV, alimentant ce même niveau, est important ( $B_{\text{sp}}/B_{\text{exp}} = 610$ ). Les probabilités théoriques correspondantes du modèle de Kisslinger-Sorensen sont en bon accord avec les probabilités expérimentales, confirmant le caractère très collectif du niveau  $5/2^+$  (état  $2 d_{3/2}$  plus un phonon, à 74 %).

**7.2 PROBABILITÉS RÉDUITES DE  $^{195}\text{Hg}$ .** — Il existe des écarts notables entre les probabilités réduites expérimentales et les probabilités théoriques correspondantes du modèle de Kisslinger-Sorensen sauf pour la transition E2 de 53,30 keV. On peut noter que :

— La transition M1 de 16,21 keV est moyennement retardée car interdite  $1$  ( $B_{\text{exp}}/B_{\text{sp}} = 1/38$ ). En effet, dans le modèle de Kisslinger-Sorensen, elle relie le niveau  $5/2^-$  de 53,30 keV (état  $2 f_{5/2}$  à 79 %) au niveau  $3/2^-$  de 37,10 keV (état  $2 p_{3/2}$  à 90 %). La probabilité réduite théorique  $B(M1; 16,21 \text{ keV})_{\text{S}}$ , trop faible ( $B_{\text{exp}}/B_{\text{S}} = 61$ ), fait intervenir l'amplitude

$$C_{3/2\ 12}^{5/2} (= -0,09 \text{ réf. [8]})$$

dans son terme prépondérant.

— La transition E2, entre ces mêmes niveaux, est accélérée ( $B_{\text{exp}}/B_{\text{sp}} = 56$ ). Dans la probabilité théorique  $B(E2; 16,21 \text{ keV})_{\text{S}}$ , trop faible ( $B_{\text{exp}}/B_{\text{S}} = 14$ ), le terme prépondérant fait encore intervenir l'amplitude  $C_{3/2\ 12}^{5/2}$ .

— La transition M4 entre le niveau isomérique  $13/2^+$  et le niveau  $5/2^-$  est retardée ( $B_{\text{sp}}/B_{\text{exp}} = 17$ ). La probabilité réduite théorique  $B(M4; 122,78 \text{ keV})_{\text{KS}}$ , six fois plus forte que la probabilité expérimentale, fait intervenir l'amplitude  $C_{5/2\ 00}^{5/2}$  ( $= 0,89 \text{ réf. [8]}$ ).

Il ressort de cette analyse qu'un meilleur accord des probabilités théoriques de Kisslinger et Sorensen avec les probabilités expérimentales correspondantes serait obtenu avec un état  $5/2^-$  plus collectif. A titre d'essai, les probabilités réduites théoriques de Kisslinger et Sorensen ont été recalculées en favorisant dans la fonction d'onde de l'état  $5/2^-$  la composante à un phonon  $C_{3/2\ 12}^{5/2}$ .

Avec

$$C_{5/2\ 00}^{5/2} = 0,70; \quad C_{3/2\ 12}^{5/2} = 0,30;$$

les autres composantes restant inchangées (voir réf. [8]) :

$$B(M1; 16,21 \text{ keV}) = 0,305;$$

$$\frac{B(E2; 16,21 \text{ keV})}{2J_f + 1} = 0,85;$$

$$\frac{B(E2; 53,30 \text{ keV})}{2J_f + 1} = 1,84;$$

$$B(M4; 122,78 \text{ keV}) = 0,45$$

(valeurs théoriques exprimées dans les unités du tableau IV).

**8. Conclusions.** — La forte activité des sources de mercure  $^{195}$ , associée aux mesures de spectrométrie  $\gamma$  et  $\beta$  à haute résolution, a permis d'attribuer les spins et les parités des niveaux de moyenne et de haute énergie de l'or  $^{195}$ . L'étude des probabilités réduites de transitions électromagnétiques a confirmé l'interprétation, donnée par le modèle microscopique de Kisslinger-Sorensen, des premiers niveaux de ce noyau. De ce travail, il ressort également que les niveaux d'excitation plus élevée sont décrits de façon satisfaisante par le modèle semi-microscopique de Alaga, Ialongo et Paar.

Des études similaires des isotopes d'or voisins, de nombre de masse impaire, devraient permettre la mise en évidence d'autres niveaux analogues en plus de ceux déjà signalés dans le présent travail. Dans cette perspective, l'or  $^{195}$  est particulièrement intéressant car c'est le seul noyau d'or impair où les deux familles de niveaux, de parité positive et spin  $J \leq 7/2$  ou de parité négative et spin  $J \geq 7/2$ , sont développées avec des densités comparables jusqu'à haute énergie.

**Remerciements.** — Nous remercions vivement MM. les Directeurs du Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse (CSNSM) et de l'Institut de Physique Nucléaire (IPN) à Orsay pour les nombreuses facilités qu'ils nous ont accordées. Le Pr. Alaga nous a aimablement transmis les résultats de ses dernières recherches théoriques sur les isotopes d'or impairs avant leur publication et nous lui en sommes très reconnaissants. Nous remercions également le Pr. R. Arvieu et le Dr B. Lorazo pour leurs aide et conseils dans des calculs relatifs à la théorie de BCS. L'assistance technique, dans la réalisation de ce travail, des équipes du Synchroclotron et du Séparateur électromagnétique de l'IPN, particulièrement de MM. A. Ferro, J. Fournet-Fayas et J. Obert, a été vivement appréciée.



## Bibliographie

- [1] GILLON, L. P., GOPALAKRISHNAN, K., DE-SHALIT, A. et MIHELICH, J. W., *Phys. Rev.* **93** (1954) 124.
- [2] JOLY, R., BRUNNER, J., HALTER, J. et HUBER, O., *Helv. Phys. Acta* **28** (1955) 403.
- [3] BRUNNER, J., HALTER, J. et SCHERRER, P., *Helv. Phys. Acta* **31** (1958) 335.
- [4] HAVERFIELD, A. J., Thèse, Université de Californie, Berkeley 1966, UCRL 16 969.
- [5] FRANCK, K. H., *Z. Phys.* **203** (1967) 71.
- [6] CANTY, M. J., BARKER, P. H., NGUYEN, T. D. et CONNOR, R. D., *Nucl. Phys. A* **146** (1970) 523.
- [7] FRANA, J., SPALEK, A., FISER, M. et KOKES, A., *Nucl. Phys. A* **165** (1971) 625.
- [8] KISSLINGER, L. S. et SORESENSEN, R. A., *Rev. Mod. Phys.* **35** (1963) 853.
- [9] ALAGA, G. et IALONGO, G., Université de Californie, Berkeley 1965, UCRL 16385.
- [10] IALONGO, G., Thèse, Université de New York, 1966, 67-6031.
- [11] ALAGA, G. et PAAR, V., Communication privée, avril 1972.
- [12] GROMOV, K. Ia., SABIROV, B. M. et OURBANETZ, Ia. Ia., Proceedings of the Erivan's meeting on nuclear spectroscopy and nuclear structure, 1969, (Akad. Nauk. SSSR, Leningrad.)
- [13] DIONISIO, J. S., MARION, A. et VIEU, Ch., Annuaire du CSNSM (CNRS) 1969, Orsay.
- [14] DIONISIO, J. S. et GUTERMAN, C., *Nucl. Instr. and Methods* **67** (1969) 213.
- [15] DIONISIO, J. S. et MARION, A., *Nucl. Instr. and Methods* **95** (1971) 461.
- [16] VIEU, Ch., Annuaire du CSNSM (CNRS) 1969, Orsay.
- [17] BRIANÇON, Ch., et VIEU, Ch. *J. Physique* **32** (1971) 373.
- [18] LANE, R. O. et ZAFFARANO, D. J., *Phys. Rev.* **94** (1954) 960.
- [19] POFTE, N., Thèse, Faculté des Sciences, Orsay, 1964.
- [20] WILLIAMSON, C. et BOUJOT, J. P., Rapport CEA, N° 2, 1962, 189.
- [21] HAGER, R. S. et SELTZER, E. C., *Nucl. Data Tables A* **4** (1968) 1-2.
- [22] DRAGOUN, O., PAULI, H. C. et SCHMUTZLER, F., *Nucl. Data Tables A* **6** (1969) 235.
- [23] DRAGOUN, O., PLAJNER, Z. et SCHMUTZLER, F., *Nucl. Data Tables A* **9** (1971) 119.
- [24] BEHRENS, H. et JANECKE, J., *Numerical tables for beta decay and electron capture*, Landolt Börnstein (Springer Verlag) 1969, vol. **4**.
- [25] ZYRIANOVA, L. N., *Once forbidden beta transitions* (Pergamon Press) 1963.
- [26] ZELDES, N., GRILL, A. et SIMIEVIC, A., *Mat. Fys. Skr. Dan.* (1967) N° 5.
- [27] GARVEY, G. T., GERACE, W. J., JAFFE, R. L., TALMI, I. et KELSON, I., *Rev. Mod. Phys.* **41** (1969) 51.
- [28] SEEGER, P. A., Rapport CERN 70-30, vol. **1**.
- [29] WAPSTRA, A. H. et GOVE, N. B., *Nucl. Data Tables A* **9** (1971) 265.
- [30] RAMAN, S. et GOVE, N. B., Publication à paraître communiquée en octobre 1972.
- [31] LIPNIK, P. et SUNIER, J. W., *Nucl. Phys.*, **56** (1964) 241.
- [32] DE-SHALIT, A., *Phys. Rev.* **122** (1961) 1530; *Phys. Lett.* **15** (1965) 170.
- [33] BEUSCHER, H., JAHN, P., LIEDER, R. M. et MAYER-BORICKE, C., *Z. Phys.* **247** (1971) 383.
- [34] PLAJNER, Z., FRANA, J., REZANKA, I., SPALEK, A., et FISER, M., *Z. Phys.* **233** (1970) 122.
- [35] VIEU, Ch. et DIONISIO, J. S., résultats non publiés.
- [36] BACKLIN, A., FOGELBERG, B., BERG, V. et MALMSKOG, S. G., *Nucl. Phys. A* **138** (1969) 429.
- [37] FOGELBERG, B., BACKLIN, A., BERG, V. et MALMSKOG, S. G., *Nucl. Phys. A* **153** (1970) 301.
- [38] VOIKHANSKI, M. E., dans *Rayons Gamma* (éditeur L. A. Sliv, Acad. Sc. URSS, Moscou-Leningrad.)
- [39] SORESENSEN, R. A., *Phys. Rev.* **132** (1963) 2270.
- [40] SORESENSEN, R. A., *Phys. Rev.* **133B** (1964) 281.
- [41] REEHAL, B. S., et SORESENSEN, R. A., *Phys. Rev.* **2C** (1970) 819.